Extended Study on the Cosmic Microwave Background in Quarkbase Cosmology

Carlos Omeñaca Prado

September 2025

Estudio Extendido de la Radiación Cósmica de Fondo en la Cosmología del Quarkbase

Carlos Omeñaca Prado

september 2025

Contents

1 Introducción **7**

1.1 Fundamento físico 7
1.2 Variables y parámetros relevantes 7
1.3 Energías y presiones componentes 8
1.3.1 Energía de campo del éter (volumétrica) 8
1.3.2 Energía de superficie (término por cavidades y fronteras) 9
1.3.3 Energía de las quarkbases (masa o densidad de partículas) 9
1.3.4 Presión total y densidad total 9
1.4 Condiciones para $w_{\text{eff}} \approx -1$ (clave conceptual) 10
1.5 Conexión con ecuaciones cosmológicas 10
1.6 Evolución por conservación de volumen y creación/aniquilación de quarkbases 11
1.7 Corrimiento al rojo desde el éter: relación en integral 11
1.8 Relación con parámetros microfísicos $(\beta, \alpha, v_q, \lambda, m_q, \sigma)$ 12
1.9 Predicciones y tests observacionales 12
1.10 Comentario 13

2 Fundamentos del Quarkbase y el éter plasmático **15**

2.1 Derivación formal de la ecuación de estado en la Cosmología del Quarkbase 15
2.1.1 Lagrangiano del campo de quarkbases en el éter plasmático 15
2.1.2 Tensor energía–momento 16
2.1.3 Aproximación homogénea e isotrópica 16
2.1.4 Ecuación de estado efectiva 16
2.1.5 Interpretación física en la Cosmología del Quarkbase . 16
2.1.6 Conexión con la radiación de fondo (CMB) 17
2.1.7 Comentario 18

3 Ecuaciones dinámicas del modelo: fondo y perturbaciones 19
3.1 Marco matemático y variables 19
3.2 Energía–momento del campo y perturbaciones 20
3.3 Ecuaciones de Einstein linealizadas (modo Fourier) 21
3.4 Poisson modificada: efecto Yukawa en el potencial gravitatorio 21
3.5 Fuentes de anisotropía del CMB: línea de visión y fórmula general 22
3.6 Estimación en Fourier de la contribución primordial (Sachs–Wolfe ampliado) 22
3.7 ISW modificado y señales observacionales 23
3.8 Espectro angular (C_ℓ) y relación con el espectro de perturbaciones del campo 23
3.9 Efectos de las cavidades/superficie (tensión σ) en anisotropías 24
3.10 Predicciones observacionales concretas y tests falsables 24
3.11 Cálculo esquemático 25
3.12 Comentario 25

4 Sistema explícito de ecuaciones (background + perturbaciones, Boltzmann) 27
4.1 Lagrangiano efectivo y variables 27
4.2 Ecuaciones de fondo (FLRW) 27
4.3 Perturbaciones lineales — gauge Newtoniano 28
4.4 Ecuación para la perturbación del campo $\delta\Psi$ (modo Fourier) . 28
4.5 Contribuciones al tensor energía–momento (perturbado) . . . 29
4.6 Einstein lineal (modificación de Poisson) 29
4.7 Relación con módulo efectivo (fluid approximation) 29

5 Implementación numérica en CLASS: módulo de perturbaciones 31
5.1 Condiciones iniciales (adiabáticas vs isocurvature) 32
5.2 Parámetros libres y priors sugeridos 33
5.3 Observables y tests estadísticos 33
5.4 Señales distintivas y criterios de falsación 34
5.5 Notas numéricas y estabilidad 34
5.6 Plan de trabajo práctico (implementación y análisis) 35
5.7 Ejemplo numérico orientativo (heurístico) 35
5.8 Módulo `perturbations.c` para CLASS 35
5.8.1 Convenciones y ecuaciones 35
5.8.2 Cambios en `input.c` / parámetros nuevos 36
5.8.3 Background: añadir $\bar{\Psi}$ en `background.c` 36
5.8.4 Perturbations: esqueleto en `perturbations.c` 37

5.8.5 Condiciones iniciales (adiabáticas) 40
5.8.6 Conversiones de unidades y parámetros numéricos . . . 41
5.8.7 Test y validación rápida (checklist) 41
5.8.8 Priors y ajustes MCMC (MontePython / CosmoMC) . 42
5.8.9 Sugerencias adicionales 42
5.8.10 Ejemplo mínimo 42
5.8.11 Resultado esperado 43

6 Energía oscura y expansión acelerada en la Cosmología del Quarkbase 45

7 Conclusiones 47

Chapter 1

Introducción

1.1 Fundamento físico

En la **Cosmología del Quarkbase** el vacío es un medio real (éter-plasmático) cuya energía y presión no son nulas. Además existen contribuciones adicionales a la energía/presión global que provienen de:

- la energía de campo del propio éter (gradientes, potenciales del campo (Ψ));
- la energía de superficie asociada a cavidades/capas alrededor de agregados de quarkbases (tensión superficial (σ));
- la energía de las propias quarkbases agregadas (densidad de masa de los componentes).

La suma de estas aportaciones define una **densidad de energía efectiva** (ρ_{eff}) y una **presión efectiva** (P_{eff}). Su relación ($w_{\text{eff}} = P_{\text{eff}}/\rho_{\text{eff}}$) es la ecuación de estado que gobierna el comportamiento cosmológico (si ($w \approx -1$) $\rightarrow$ aceleración tipo constante cosmológica). Mostremos cómo aparecen estos términos y bajo qué condiciones puede surgir un (w) cercano a (-1).

1.2 Variables y parámetros relevantes

Usaremos los símbolos ya introducidos y añadimos algunos nuevos:

- V_{U}: volumen total del Universo (fijo).
- $N(t)$: número total de quarkbases (posible función del tiempo si hay creación/aniquilación).

- v_q: volumen físico de cada quarkbase (constante).
- $\rho_{pl}(\mathbf{x}, t)$: densidad de energía del éter-plasmático local (energía volumétrica).
- Ψ: potencial del campo plasmático (campo escalar).
- β: constante de acoplamiento energética en la densidad de campo.
- λ (ó m_Ψ^{-1}): longitud de apantallamiento (masa del campo).
- σ: tensión superficial efectiva asociada a superficies/cavidades nucleares/aggregados.
- U_{field}: energía global del campo (integral de densidad del campo).
- U_{surf}: energía total asociada a las superficies de cavidades (tensión superficial).
- m_q: masa efectiva asociada a una quarkbase (energía de autointeracción).

1.3 Energías y presiones componentes

1.3.1 Energía de campo del éter (volumétrica)

Como antes:

$$U_{\text{field}} = \frac{\beta}{2} \int_{V_{\text{U}}} \left[|\nabla \Psi|^2 + \lambda^{-2} \Psi^2 \right] d^3x.$$

Definimos densidad energética volumétrica media

$$\rho_{\text{field}} \equiv \frac{U_{\text{field}}}{V_{\text{U}}}.$$

Para un campo escalar homogéneo de tipo potencial dominante, la presión asociada suele aproximarse por

$$P_{\text{field}} \approx -\rho_{\text{field}} \quad \text{(si domina el término potencial)}.$$

Interpretación divulgativa: el término $\lambda^{-2}\Psi^2$ es un "depósito" de energía local que, al comportarse como potencial cuasi-constante, genera una presión negativa (similar a un fluido que se opone a comprimirse — la firma de energía oscura).

1.3.2 Energía de superficie (término por cavidades y fronteras)

Si muchas quarkbases o agregados generan superficies (cavidades), la energía total de superficie es

$$U_{\text{surf}} = \sigma S_{\text{tot}},$$

con S_{tot} área total de todas las interfaces. Para S_{tot} distribuida en el volumen V definimos

$$\rho_{\text{surf}} \equiv \frac{U_{\text{surf}}}{V_{\text{U}}} = \sigma \frac{S_{\text{tot}}}{V_{\text{U}}}.$$

La presión asociada a la energía superficial, calculada por $P = -\partial U/\partial V$ (manteniendo la estructura geométrica adimensional), para una dependencia $S \propto V^{2/3}$ da:

$$P_{\text{surf}} \approx -\sigma \frac{dS_{\text{tot}}}{dV} \approx -\frac{2}{3}\sigma \frac{S_{\text{tot}}}{V_{\text{U}}} = -\frac{2}{3}\rho_{\text{surf}}.$$

Interpretación divulgativa: la tensión superficial actúa como una presión negativa (tendencia a contraer), con razón de aspecto $-2/3$ cuando domina el término superficial.

1.3.3 Energía de las quarkbases (masa o densidad de partículas)

La energía de materia procedente de quarkbases y agregados:

$$\rho_{\text{qb}} c^2 = \frac{N m_q c^2}{V_{\text{U}}}.$$

La presión cinética o térmica asociada a la materia no relativista es pequeña: $P_{\text{qb}} \approx 0$ (polvo). Si hay contribución cinética significativa, incluir $P_{\text{qb}} = w_{\text{qb}} \rho_{\text{qb}} c^2$ con $w_{\text{qb}} \ll 1$.

1.3.4 Presión total y densidad total

Sumando componentes volumétricas:

$$\rho_{\text{eff}} = \rho_{\text{field}} + \rho_{\text{surf}} + \rho_{\text{qb}} + \rho_{\text{pl}}^{(\text{other})},$$

$$P_{\text{eff}} = P_{\text{field}} + P_{\text{surf}} + P_{\text{qb}} + P_{\text{pl}}^{(\text{other})}.$$

El parámetro de ecuación de estado efectivo:

$$w_{\text{eff}} \equiv \frac{P_{\text{eff}}}{\rho_{\text{eff}}}.$$

1.4 Condiciones para $w_{\text{eff}} \approx -1$ (clave conceptual)

Queremos ver bajo qué condiciones este modelo produce una presión efectiva negativa suficiente para dar un comportamiento similar a la energía oscura ($w \approx -1$).

- Si **el término de campo** domina la energía, y su presión satisface $P_{\text{field}} \approx -\rho_{\text{field}}$ (caso de energía potencial casi constante), entonces

$$w_{\text{eff}} \simeq -\frac{\rho_{\text{field}}}{\rho_{\text{field}} + \text{resto}}.$$

  Si $\rho_{\text{field}} \gg \rho_{\text{rest}} \rightarrow w_{\text{eff}} \rightarrow -1$.

- Si sólo domina la energía superficial (sin término de campo dominante), tenemos $P_{\text{surf}} = -\frac{2}{3}\rho_{\text{surf}} \rightarrow w_{\text{eff}} \approx -2/3$. Esto **no** da aceleración tan fuerte como $w = -1$ pero sí presión negativa suficiente para modificar la dinámica.

Por tanto, **dos rutas** para obtener comportamiento tipo "energía oscura":

1. Dominio del término de *potencial de campo* (similar a una constante cosmológica emergente del éter): $P_{\text{field}} \approx -\rho_{\text{field}}$.
2. Combinación cooperativa: $\rho_{\text{field}} + \rho_{\text{surf}}$ alcanzan magnitud mayor que ρ_{qb}, produciendo w_{eff} entre $-2/3$ y -1.

1.5 Conexión con ecuaciones cosmológicas

Aunque en los axiomas de la Cosmología del Quarkbase el volumen global V_{U} es fijo, podemos **usar un formalismo efectivo** para comparar con la dinámica Friedmaniana observada (es decir, ver cómo cambios en ρ_{eff} afectarían observables como H si interpretáramos el comportamiento como una expansión aparente).

Tomando la ecuación de Friedmann clásica:

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_{\text{eff}} - \frac{k}{a^2},$$

donde $a(t)$ sería un factor de escala efectivo que describe la geometría óptica del medio (en Quarkbase la interpretación geométrica puede ser emergente por el índice refractivo del éter).

En este esquema fenomenológico:

- Si ρ_{eff} contiene un término aproximadamente constante ($\rho_\Lambda \equiv \rho_{\text{field}}$), obtenemos un término de tipo cosmológico: $H^2 \supset (8\pi G/3)\rho_\Lambda$.
- El parámetro de aceleración $\ddot{a}/a = -(4\pi G/3)(\rho_{\text{eff}} + 3P_{\text{eff}})$. Para aceleración ($\ddot{a} > 0$) hace falta ($\rho_{\text{eff}} + 3P_{\text{eff}} < 0$), es decir $w_{\text{eff}} < -1/3$. Por eso $w_{\text{surf}} = -2/3$ ya es suficiente para contribuir a la aceleración, aunque el efecto total dependerá de la fracción $\rho_{\text{surf}}/\rho_{\text{eff}}$.

1.6 Evolución por conservación de volumen y creación/aniquilación de quarkbases

Recordemos la restricción del axioma:

$$\int_{V_{\text{U}}} \rho_p(\mathbf{x}, t)\, d^3x + N(t) v_q = \rho_p^{(0)} V_{\text{U}} = \text{const.}$$

Diferenciando:

$$\frac{d}{dt} \int \rho_p d^3x + \dot{N} v_q = 0.$$

Si el número $N(t)$ cambia (ej.: formación de nuevas estructuras, aniquilaciones), entonces ρ_p cambia globalmente y con ello ρ_{field} y P_{field} cambian. Esa variación global de la densidad del éter se traduce en modificaciones del índice efectivo de refracción y, por tanto, en observables como **corrimiento al rojo aparente** o variaciones en la distancia-luminosidad de las fuentes.

1.7 Corrimiento al rojo desde el éter: relación en integral

En el marco estándar, el corrimiento se escribe por la expansión $1 + z = a(t_0)/a(t_e)$. Aquí podemos obtener un **corrimiento óptico** alternativo producido por variaciones temporales del índice efectivo del éter $n(t)$. Para un fotón viajando en un medio con índice $n(t)$, su frecuencia conforme se propaga satisface

$$\frac{d \ln \omega}{dt} = -\frac{d \ln n}{dt} \quad \Rightarrow \quad \omega_{\text{obs}} = \omega_{\text{emit}} \exp\Big(- \int_{t_e}^{t_0} \dot{n}(t)\, dt \Big).$$

Definiendo

$$1 + z_{\text{ether}} \equiv \frac{\omega_{\text{emit}}}{\omega_{\text{obs}}} = \exp\Big(\int_{t_e}^{t_0} \dot{n}\, dt \Big).$$

Cambios en $n(t)$ provienen de cambios en $\rho_{pl}(t)$ y/o $P_{\text{eff}}(t)$, por la relación constitutiva $n \equiv n(\rho_{pl}, \Psi, \ldots)$. Con esto, una variación lenta y global de la

densidad del éter puede producir un corrimiento observacional sin expansión métrica real —pero con la misma apariencia en observables fotométricos.

1.8 Relación con parámetros microfísicos $(\beta, \alpha, v_q, \lambda, m_q, c$

Podemos dar formas aproximadas que conecten las densidades con parámetros de microfísica:

- Energía de campo por quarkbase (autointeracción regularizada a radio r_0):
$$m_q c^2 \sim U^{(1)}_{\text{field}} \sim \beta \frac{\alpha^2}{8\pi r_0} \quad \text{(orden de magnitud)},$$
como ya propusimos.

- Densidad superficial si hay N cavidades de área aproximada s_0 cada una:
$$\rho_{\text{surf}} \approx \sigma \frac{N s_0}{V_{\text{U}}}.$$

- Densidad de campo promedio (si cada quarkbase contribuye un perfil $\sim \alpha e^{-r/\lambda}/r$):
$$\rho_{\text{field}} \sim \frac{\beta}{2V} \sum_i \int \left(|\nabla \Psi_i|^2 + \lambda^{-2} \Psi_i^2 \right) d^3x \sim \beta \frac{N\alpha^2}{8\pi \lambda V_{\text{U}}} \mathcal{F}(\lambda, r_0),$$
donde $\mathcal{F}$ es un factor de regularización que depende de r_0/λ.

Así, la fracción $\rho_{\text{field}}/\rho_{\text{qb}}$ puede expresarse en función de $(\beta, \alpha, \lambda, r_0, m_q)$. Si $\beta\alpha^2/(\lambda m_q c^2)$ es grande, el término de campo domina.

1.9 Predicciones y tests observacionales

1. **Valor efectivo** w_{eff}: este modelo predice un rango de w_{eff} entre $-2/3$ y -1 según qué término domine (superficie vs. campo-potencial). Medir w con alta precisión (SN Ia, BAO, CMB) puede discriminar la contribución de cada término.

2. **Dependencia con creación/aniquilación de quarkbases**: episodios de creación neta de estructura disminuirían ρ_{pl} y modificarían $P_{\text{eff}}(t)$ — observables como cambios en la tasa de expansión aparente o imprints espectrales en el fondo.

3. **Corrimiento al rojo no métrico**: la teoría permite una contribución al redshift óptico debida a $n(t)$. Comparando «distancia-luminosidad» con «distancia-ángular» puede falsar la contribución etérica (consistencia cosmológica).

4. **Señales de superficie**: si ρ_{surf} es importante, podríamos buscar efectos en escalas de galaxias/halos (modificaciones de rotación a gran escala), consistentes con la idea previa de λ y screening.

1.10 Comentario

La Cosmología del Quarkbase ofrece una **puerta natural** para que una estructura microfísica del vacío —energía de campo, tensiones superficiales de cavidades y el número de quarkbases— alimenten la densidad energética efectiva del cosmos y produzcan presiones negativas. Dependiendo de cuáles de esos términos dominen, el parámetro de ecuación de estado w_{eff} puede moverse desde $-2/3$ (dominio de superficie) hasta -1 (dominio de un término potencial de campo), proporcionando así una explicación dinámica y físicamente escrita en términos de $(\beta, \alpha, \lambda, \sigma, N, v_q)$ para fenómenos atribuidos en la cosmología estándar a la “energía oscura”.

Chapter 2

Fundamentos del Quarkbase y el éter plasmático

2.1 Derivación formal de la ecuación de estado en la Cosmología del Quarkbase

Parto de un lagrangiano efectivo (L_Ψ), extraigo el tensor energía–momento ($T_{\mu\nu}$) y lo conecto con la interpretación homogénea (ecuación de estado tipo fluido).

2.1.1 Lagrangiano del campo de quarkbases en el éter plasmático

Consideremos que el **campo de quarkbases** (Ψ) está inmerso en el **éter plasmático**. La forma más simple y covariante del lagrangiano efectivo puede escribirse como:

$$\mathcal{L}_\Psi = \tfrac{1}{2}\partial_\mu \Psi\, \partial^\mu \Psi \;-\; \tfrac{1}{2} m_q^2 \Psi^2 \;-\; V_{\text{int}}(\Psi, \phi_{pl}), \tag{2.1}$$

donde:

- m_q: masa compacta del quarkbase, indestructible, sin huecos internos.
- V_{int}: potencial de interacción con el campo plasmático (ϕ_{pl}).
- El éter plasmático aparece como un **campo cuasi-elástico** de fondo.

2.1.2 Tensor energía–momento

El tensor energía–momento se obtiene como:

$$T_{\mu\nu} = \frac{\partial \mathcal{L}_\Psi}{\partial(\partial^\mu \Psi)}\, \partial_\nu \Psi \; - \; g_{\mu\nu}\, \mathcal{L}_\Psi. \tag{2.2}$$

Sustituyendo:

$$T_{\mu\nu} = \partial_\mu \Psi\, \partial_\nu \Psi \; - \; g_{\mu\nu} \left[\tfrac{1}{2} \partial_\alpha \Psi\, \partial^\alpha \Psi - \tfrac{1}{2} m_q^2 \Psi^2 - V_{\text{int}} \right]. \tag{2.3}$$

2.1.3 Aproximación homogénea e isotrópica

En un universo FLRW, el campo puede considerarse espacialmente homogéneo:

$$\Psi = \Psi(t). \tag{2.4}$$

Así, los términos espaciales desaparecen ($\partial_i \Psi = 0$), quedando:

- **Densidad de energía:**

$$\rho_\Psi = T_{00} = \tfrac{1}{2} \dot{\Psi}^2 + \tfrac{1}{2} m_q^2 \Psi^2 + V_{\text{int}}(\Psi, \phi_{pl}), \tag{2.5}$$

- **Presión:**

$$p_\Psi = \tfrac{1}{3} \sum_i T_{ii} = \tfrac{1}{2} \dot{\Psi}^2 - \tfrac{1}{2} m_q^2 \Psi^2 - V_{\text{int}}(\Psi, \phi_{pl}). \tag{2.6}$$

2.1.4 Ecuación de estado efectiva

Definimos el parámetro de ecuación de estado:

$$w = \frac{p_\Psi}{\rho_\Psi}. \tag{2.7}$$

Sustituyendo:

$$w = \frac{\tfrac{1}{2} \dot{\Psi}^2 - \tfrac{1}{2} m_q^2 \Psi^2 - V_{\text{int}}}{\tfrac{1}{2} \dot{\Psi}^2 + \tfrac{1}{2} m_q^2 \Psi^2 + V_{\text{int}}}. \tag{2.8}$$

2.1.5 Interpretación física en la Cosmología del Quarkbase

1. **Si domina la energía cinética** ($\dot{\Psi}^2 \gg m_q^2 \Psi^2, V$):

$$w \approx +1,$$

el campo se comporta como un **fluido rígido ultracomprensible** $\rightarrow$ eco de la compacidad del quarkbase.

2. **Si domina el potencial de interacción con el éter plasmático**:

$$w \approx -1,$$

comportamiento tipo **vacío cuántico / energía oscura**, el éter plasmático absorbe y redistribuye vibraciones.

3. **Si domina la masa compacta** ($m_q^2\Psi^2$):

$$w \approx 0,$$

fluido tipo **materia fría**, correspondiente a agregados de quarkbases (protones, neutrones, etc.).

Imaginemos que cada **quarkbase** es como un **grano perfecto e indestructible** en un océano invisible de éter plasmático. Dependiendo de si esos granos:

- **Se mueven rápido** → transmiten ondas cinéticas → el universo se comporta como un gas ultrarrígido.
- **Se acumulan en estructuras** → el universo responde como una masa inercial → materia oscura fría.
- **Resuenan con el éter** → éste vibra de forma uniforme → energía oscura.

La ecuación de estado surge así como un **balance dinámico entre compacidad (grano perfecto), movimiento (onda) e interacción con el éter (campo)**.

2.1.6 Conexión con la radiación de fondo (CMB)

El **CMB** corresponde al caso en que las excitaciones plasmáticas globales mantienen una temperatura efectiva ($T_{pl} \approx 2.7\,\mathrm{K}$). Matemáticamente, en la etapa de equilibrio:

$$w \approx \tfrac{1}{3},$$

característico de un **fluido radiativo**. En la Cosmología del Quarkbase esto significa que:

- Los huecos de las partículas compuestas resuenan como cavidades,
- El éter plasmático vibra globalmente,
- El resultado es el espectro de cuerpo negro observado.

2.1.7 Comentario

La **ecuación de estado** derivada desde (L_Ψ) encierra en un solo formalismo los distintos regímenes del cosmos en la visión del Quarkbase: materia fría, radiación, energía oscura.

Así, el CMB no es solo una reliquia, sino un **eco termodinámico del éter plasmático excitado por los quarkbases compactos**, medible en la actualidad.

Chapter 3

Ecuaciones dinámicas del modelo: fondo y perturbaciones

- En Quarkbase la radiación de fondo es la firma térmica del éter-plasmático; las anisotropías ($\Delta T/T \sim 10^{-5}$) resultan de pequeñas **perturbaciones del campo** (Ψ) (y de la distribución de quarkbases) que modifican la energía local y el potencial gravitatorio.

- Hay tres fuentes principales de anisotropía:

  1. fluctuaciones **intrínsecas** de temperatura en la "superficie de última interacción" (similar a émbolo de densidad del éter),
  2. efectos **Doppler** por velocidades peculiares de la materia (acoplada),
  3. efectos integrados (ISW) derivados de la evolución temporal de los potenciales gravitatorios, ahora modificados por la dinámica y masa del campo (Ψ).

- Un rasgo distintivo del Quarkbase es el **apantallamiento/Yukawa** del campo: la masa efectiva (m_Ψ) introduce una escala ($\lambda = 1/m_\Psi$) que suprime correlaciones/gravitación a escalas mayores, cambiando la forma del espectro angular (especialmente en los multipolos bajos y la ISW).

3.1 Marco matemático y variables

Trabajamos en unidades con ($c = 1$). Denotaciones:

- Fondo FRW: $ds^2 = -dt^2 + a^2(t)d\mathbf{x}^2$. Tiempo conformal ($\eta$), $d\eta = dt/a$.

- Campo escalar del éter (fondo + perturbación): $\Psi(\mathbf{x},t) = \bar{\Psi}(t) + \delta\Psi(\mathbf{x},t)$.
- Masa del campo: $m_\Psi \equiv 1/\lambda$. Constante de acoplamiento energética: β.
- Energía efectiva total y presión (fondo): $(\bar{\rho}_{\rm eff},\ \bar{P}_{\rm eff})$ (suman campo, superficie, materia).
- Métrica con perturbaciones escalares (Newton gauge):

$$ds^2 = -\Big(1+2\Phi_g\Big)dt^2 + a^2(t)\Big(1-2\Phi_g\Big)d\mathbf{x}^2,$$

  (usamos un único potencial Φ_g porque, para un campo escalar sin *anisotropic stress* grande, $\Psi_g = \Phi_g$).

3.2 Energía–momento del campo y perturbaciones

Partimos del lagrangiano del campo (forma canónica, covariante):

$$\mathcal{L}_\Psi = -\frac{\beta}{2}\Big(\partial_\mu\Psi\partial^\mu\Psi + m_\Psi^2\Psi^2\Big) - V_{\rm nl}(\Psi), \tag{3.1}$$

(permitimos un término no lineal $V_{\rm nl}$ que puede modelar auto-interacción y acoplo a cavidades; tomamos linealizado para mayor claridad).

El tensor energía–momento del campo es

$$T^{(\Psi)}_{\mu\nu} = \beta\left(\partial_\mu\Psi\,\partial_\nu\Psi - \tfrac{1}{2}g_{\mu\nu}\Big[\partial_\alpha\Psi\partial^\alpha\Psi + m_\Psi^2\Psi^2\Big]\right). \tag{3.2}$$

Para fondo homogéneo $\bar{\Psi}(t)$ obtenemos densidad y presión de fondo:

$$\bar{\rho}_\Psi = \beta\left(\tfrac{1}{2}\dot{\bar{\Psi}}^2 + \tfrac{1}{2}m_\Psi^2\bar{\Psi}^2 + V_{\rm nl}(\bar{\Psi})\right), \tag{3.3}$$

$$\bar{P}_\Psi = \beta\left(\tfrac{1}{2}\dot{\bar{\Psi}}^2 - \tfrac{1}{2}m_\Psi^2\bar{\Psi}^2 - V_{\rm nl}(\bar{\Psi})\right). \tag{3.4}$$

Las perturbaciones lineales del campo generan perturbaciones de densidad:

$$\delta\rho_\Psi = \beta\Big(\dot{\bar{\Psi}}\,\delta\dot{\Psi} + m_\Psi^2\bar{\Psi}\,\delta\Psi + V'_{\rm nl}(\bar{\Psi})\delta\Psi\Big), \tag{3.5}$$

y perturbación de presión (análoga). Además hay componentes de momentum (proporcionales a $\dot{\bar{\Psi}}\delta\Psi$) que generan velocidades efectivas del fluido.

3.3 Ecuaciones de Einstein linealizadas (modo Fourier)

En Fourier ($\delta(\mathbf{x}) = \int d^3k\, \delta_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}$), la ecuación de Poisson (00) linealizada en Newton gauge es (usando comoving Laplacian k^2):

$$-k^2\Phi_g(\mathbf{k},\eta) + 3\mathcal{H}(\Phi_g' + \mathcal{H}\Phi_g) = 4\pi G a^2\, \delta\rho_{\rm eff}(\mathbf{k},\eta), \tag{3.6}$$

donde prime es derivada respecto a η y $\mathcal{H} = a'/a$.

El término esencial aquí es $\delta\rho_{\rm eff}$ que incluye $\delta\rho_\Psi$, $\delta\rho_{\rm surf}$ (si se modela como volumétrica en promedio) y la materia bariónica/débil:

$$\delta\rho_{\rm eff} = \delta\rho_\Psi + \delta\rho_{\rm surf} + \delta\rho_{\rm matter} + \cdots . \tag{3.7}$$

Crucial: **debido a la masa** m_Ψ, el campo Ψ satisface la ecuación (linealizada):

$$\delta\Psi'' + 2\mathcal{H}\delta\Psi' + (k^2 + a^2 m_\Psi^2)\delta\Psi = S_\Psi(\mathbf{k},\eta), \tag{3.8}$$

con fuente S_Ψ proveniente de acoplos a las quarkbases/partículas (en particular términos proporcionales a $\delta\rho_{\rm matter}$ o a operadores locales). La presencia del término $a^2 m_\Psi^2$ introduce un **apantallamiento** en el acoplamiento: para modos con $k \ll a m_\Psi$ (es decir escalas físicas $r \gg \lambda$) la respuesta del campo está fuertemente suprimida — esto cambia la relación entre densidad y potencial gravitatorio.

3.4 Poisson modificada: efecto Yukawa en el potencial gravitatorio

Combinando las ecuaciones, en régimen sub-horizonte y para tiempos en que $\dot{\bar{\Psi}}$ no domine, la relación aproximada entre potencial gravitatorio y fuente (en Fourier) se puede escribir como

$$\Phi_g(\mathbf{k},\eta) \simeq -4\pi G a^2 \frac{\delta\rho_{\rm eff}(\mathbf{k},\eta)}{k^2 + a^2 m_\Psi^2}. \qquad \text{(Poisson–Yukawa)}$$

Interpretación: la presencia de m_Ψ sustituye el tradicional $1/k^2$ por $1/(k^2 + a^2 m_\Psi^2)$: en espacio real eso corresponde a un kernel tipo Yukawa ($\sim e^{-a m_\Psi r}/r$). Consecuencia: **potenciales impotentes a escalas mayores que** λ y reforzamiento relativo a escalas menores.

3.5 Fuentes de anisotropía del CMB: línea de visión y fórmula general

La anisotropía observada $\Delta T/T$ en la dirección $\hat{n}$ (usando la aproximación lineal y regla de Sachs–Wolfe + Doppler + ISW) queda

$$\frac{\Delta T}{T}(\hat{n}) = \left[\frac{1}{4}\delta_\gamma + \Phi_g\right]_{\eta_*} + \hat{n}\cdot\mathbf{v}_b(\eta_*) + \int_{\eta_*}^{\eta_0}\left(\Phi_g' + \Psi_g'\right)d\eta, \qquad \text{(LOS)}$$

donde:

- η_* es la conformal time de última interacción,
- δ_γ la perturbación relativa de la radiación (intrínseca),
- $\mathbf{v}_b$ la velocidad del plasma bariónico,
- la integral es el **ISW** (efecto integrado) que integra la evolución temporal de los potenciales; en nuestro caso $\Phi_g = \Psi_g$.

Cada término se obtiene resolviendo el sistema acoplado materia–campo:

- δ_γ y $\mathbf{v}_b$ se ven afectados por la presencia del campo Ψ a través de su contribución a Φ_g y a la presión efectiva (modifica el *sound speed* efectivo y la época de desacople).
- El ISW será especialmente sensible a la **evolución temporal de** Φ_g, que a su vez depende de la dinámica de $\delta\Psi$ (y del dominio relativo de ρ_{field} o ρ_{surf}).

3.6 Estimación en Fourier de la contribución primordial (Sachs–Wolfe ampliado)

En grandes escalas (super-horizon en η_*), la contribución de Sachs–Wolfe directa es (análoga al estándar):

$$\left.\frac{\Delta T}{T}\right|_{\text{SW}} \simeq \frac{1}{3}\Phi_g(\mathbf{k},\eta_*). \tag{3.9}$$

Pero ahora Φ_g viene de la (Poisson–Yukawa) ecuación:

$$\Phi_g(\mathbf{k},\eta_*) \simeq -4\pi G a^2(\eta_*)\frac{\delta\rho_{\text{eff}}(\mathbf{k},\eta_*)}{k^2 + a^2 m_\Psi^2(\eta_*)}. \tag{3.10}$$

Por tanto la amplitud primordial por modo k es

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\mathrm{SW},k} \approx -\frac{4\pi G a^2(\eta_*)}{3}\frac{\delta\rho_{\mathrm{eff}}(k,\eta_*)}{k^2 + a^2 m_\Psi^2(\eta_*)}. \tag{3.11}$$

Consecuencia física: modos muy largos (pequeño k) que veríamos en multipolos bajos (pequeños ℓ) estarán **suprimidos** si am_Ψ no es demasiado pequeño en η_*. En otras palabras, una masa no nula del campo puede reducir la potencia a bajos ℓ (observacionalmente: altera la platea baja del espectro C_ℓ).

3.7 ISW modificado y señales observacionales

El término ISW:

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\mathrm{ISW}}(\hat{n}) = \int_{\eta_*}^{\eta_0} \Phi_g'(\mathbf{x} = \hat{n}(\eta_0 - \eta), \eta)\, d\eta. \tag{3.12}$$

Dado que Φ_g depende por (Poisson–Yukawa) de $\delta\rho_{\mathrm{eff}}$ y de $a^2 m_\Psi^2(\eta)$, cualquier **evolución en** ρ_{field} **o en** m_Ψ (p. ej. por cambios de $N(t)$ de quarkbases o por reordenamientos de superficie) produce una ISW adicional. Predicciones específicas:

- Si ρ_{field} aumenta con el tiempo (o si m_Ψ baja), los potenciales decaen $\Rightarrow$ **ISW positivo** en grandes angular scales (aumenta poder en bajo ℓ).
- Si hay episodios de creación/aniquilación de quarkbases, la ISW tendrá firmas temporales que podrían correlacionarse con grandes estructuras (trazadores LSS) de forma distinta a ΛCDM.

3.8 Espectro angular (C_ℓ) y relación con el espectro de perturbaciones del campo

Definiendo la potencia primordial del campo efectivo (p. ej. del "generador" $\delta\rho_{\mathrm{eff}}$ o de $\delta\Psi$) como $P_\delta(k)$, a la primera orden la potencia angular del CMB se obtiene por

$$C_\ell = 4\pi \int \frac{dk}{k}\, \mathcal{P}_\delta(k) \left|\Delta_\ell(k)\right|^2, \tag{3.13}$$

donde $\Delta_\ell(k)$ es la **función transferencia** que incorpora la física entre η_* y hoy (incluye acústica, Doppler, Sachs–Wolfe e ISW).

En Quarkbase:

- $\Delta_\ell(k)$ incorpora el factor $\frac{1}{k^2+a^2m_\Psi^2}$ en la respuesta gravitatoria y la dinámica modificada de los modos acústicos por la presión efectiva del éter.

- En la práctica esto implica una **modificación de la forma de** Δ_ℓ: suprime estructuras en grandes escalas si m_Ψ no es muy pequeño; modifica alturas y fases de picos acústicos si la presión del éter cambia el *sound speed* efectivo en la época de recombinación.

3.9 Efectos de las cavidades/superficie (tensión σ) en anisotropías

La componente de energía superficial ($U_{\rm surf} = \sigma S_{\rm tot}$) aporta una densidad $\rho_{\rm surf}$ y presión $P_{\rm surf} \sim -\frac{2}{3}\rho_{\rm surf}$. Perturbaciones en $S_{\rm tot}$ (por *clustering* de quarkbases) generan $\delta\rho_{\rm surf}$, que entra en $\delta\rho_{\rm eff}$. En particular:

- Estas perturbaciones actúan de forma más no lineal y con correlación espacial dictada por geometría de superficies: aportan potencia a escalas intermedias (ni tan largas como ISW ni tan cortas como acústicas).

- Si $\rho_{\rm surf}$ es significativa en época de desacople, puede desplazar la relación baryon-to-photon y cambiar las alturas relativas de picos acústicos.

3.10 Predicciones observacionales concretas y tests falsables

1. **Escala de apantallamiento (λ)**: medición del espectro C_ℓ en bajos ℓ y de ISW cross-correlation con LSS puede poner cotas a m_Ψ (o λ). Si λ es pequeña ($\lesssim$ 10–100 Mpc), la potencia en $\ell \lesssim 10$ quedará atenuada.

2. **Desplazamientos de los picos acústicos**: si la presión efectiva del éter altera el *sound speed* (c_s) en la época de recombinación, se observarán desplazamientos de fase y cambios en alturas de los primeros picos.

3. **Correlaciones no estándar**: la relación entre ISW y trazadores LSS (galaxias, cúmulos) se verá modificada: la dependencia temporal de Φ_g producida por creación/aniquilación de quarkbases daría señales de ISW con forma distinta a ΛCDM.

4. **Anisotropías no Gaussianas/señales de superficie**: si la energía de superficie genera estructuras locales (cavidades), pueden aparecer pequeñas no-Gaussianidades o anisotropías con un espectro característico (geometría de superficies).

3.11 Cálculo esquemático

Para cuantificar numéricamente y comparar con datos se siguen pasos estándar adaptados:

1. Escribir sistema acoplado (Boltzmann + Einstein) añadiendo Ψ y su ecuación de perturbación (usar un código tipo CLASS/CAMB pero con módulo extra):
   - Ecuaciones para $\delta\Psi(k, \eta)$ con términos de masa $a^2 m_\Psi^2$.
   - Modificar Poisson por $k^2 \to k^2 + a^2 m_\Psi^2$.
2. Calcular $\Delta_\ell(k)$ resolviendo ecuaciones de transferencia (incluir *sound speed* alterado por componente campo).
3. Integrar para obtener C_ℓ y comparar con Planck/WMAP.
4. Ajustar parámetros $(m_\Psi, \beta, \sigma, N/V)$ y obtener limitaciones.

3.12 Comentario

Las pequeñas marcas en el mapa del CMB son huellas de cómo el vacío (éter-plasmático) y las quarkbases se organizaron y reaccionaron en los primeros instantes y a lo largo del tiempo.

- El **apantallamiento** del campo Ψ actúa como una "tela" que limita la extensión de las perturbaciones gravitatorias; si esa tela es gruesa (pequeña λ) no verás grandes olas en el CMB; si es muy fina (grande λ) te acercas al caso estándar.
- Por eso los análisis precisos del CMB (picos, ISW y baja-ℓ) son pruebas poderosas para confirmar o descartar el rango de parámetros físicos (masa del campo, energía de superficie, etc.) del Quarkbase.

Chapter 4

Sistema explícito de ecuaciones (background + perturbaciones, Boltzmann)

4.1 Lagrangiano efectivo y variables

Partimos del lagrangiano covariante del campo escalar Ψ (unidades $\hbar = c = 1$):

$$\mathcal{L}_\Psi = -\frac{\beta}{2}\left(\partial_\mu \Psi\, \partial^\mu \Psi + m_\Psi^2 \Psi^2\right) - V_{\rm nl}(\Psi) + \mathcal{L}_{\rm int}[\Psi, \text{matter}],$$

donde:

- β normaliza la energía del campo (puede absorberse en reescalado);
- m_Ψ es la masa efectiva del campo (apantallamiento: $\lambda = 1/m_\Psi$);
- $V_{\rm nl}$ incluye auto-interacción (p. ej. $\lambda_3\Psi^3 + \lambda_4\Psi^4$) u otros términos de superficie;
- $\mathcal{L}_{\rm int}$ modela acople a la materia (si procede). Para el primer implementado usamos **acoplamiento mínimo** (sólo gravedad).

4.2 Ecuaciones de fondo (FLRW)

En un universo homogéneo ($\Psi = \bar{\Psi}(t)$). El energy–momentum del campo da:

$$\bar{\rho}_\Psi = \beta\left(\tfrac{1}{2}\dot{\bar{\Psi}}^2 + \tfrac{1}{2}m_\Psi^2\bar{\Psi}^2 + V_{\rm nl}(\bar{\Psi})\right),$$
$$\bar{P}_\Psi = \beta\left(\tfrac{1}{2}\dot{\bar{\Psi}}^2 - \tfrac{1}{2}m_\Psi^2\bar{\Psi}^2 - V_{\rm nl}(\bar{\Psi})\right).$$

La ecuación de movimiento (Klein–Gordon) para el fondo en tiempo cósmico t es

$$\beta\Big(\ddot{\bar{\Psi}} + 3H\dot{\bar{\Psi}} + m_\Psi^2\bar{\Psi}\Big) + V'_{\rm nl}(\bar{\Psi}) = S_{\rm int}(\bar{\Psi}), \tag{BG}$$

con $H = \dot{a}/a$. Si no hay fuente ($S_{\rm int} = 0$).

Las ecuaciones de Friedmann incluyen $\bar{\rho}_\Psi$:

$$3M_{\rm Pl}^2H^2 = \bar{\rho}_{\rm tot} = \bar{\rho}_r + \bar{\rho}_m + \bar{\rho}_\Lambda + \bar{\rho}_\Psi + \bar{\rho}_{\rm surf},$$

donde $\bar{\rho}_{\rm surf}$ modela la energía de superficie media (si se desea incluirla como término efectivo).

Implementación práctica (background module): añadir $(\bar{\rho}_\Psi, \bar{P}_\Psi)$ en la función que suma densidades; integrar la ecuación (BG) junto al sistema de fondo (usar integrador rígido si m_Ψ es grande).

4.3 Perturbaciones lineales — gauge Newtoniano

Trabajamos en Newton gauge con métrica

$$ds^2 = -(1+2\Phi)\,dt^2 + a^2(t)(1-2\Psi_g)\,d\mathbf{x}^2.$$

Si el campo escalar no genera anisotropic stress grande, $\Psi_g = \Phi$. (Si hay anisotropic stress, conservar ambos potenciales.)

4.4 Ecuación para la perturbación del campo $\delta\Psi$ (modo Fourier)

En Fourier comóvil $\delta\Psi(\mathbf{k}, t)$:

$$\beta\left(\delta\ddot{\Psi} + 3H\delta\dot{\Psi} + \frac{k^2}{a^2}\delta\Psi + m_\Psi^2\delta\Psi\right) + V''_{\rm nl}(\bar{\Psi})\delta\Psi = 4\beta\dot{\bar{\Psi}}\dot{\Phi} - 2\beta m_\Psi^2\bar{\Psi}\Phi + S_\delta. \tag{P}$$

El término en el RHS proviene del acoplamiento métrico (variación con Φ) y S_δ recoge acoplamientos adicionales a materia (si existiesen).

4.5 Contribuciones al tensor energía–momento (perturbado)

Los componentes relevantes (en Fourier, lineal) son:

- Densidad perturbada del campo:

$$\delta\rho_\Psi = \beta\left(\dot{\bar{\Psi}}\delta\dot{\Psi} - \dot{\bar{\Psi}}^2\Phi + m_\Psi^2\bar{\Psi}\delta\Psi + V'_{\rm nl}(\bar{\Psi})\delta\Psi\right).$$

- Momentum (flujo):

$$(\bar{\rho}_\Psi + \bar{P}_\Psi)\theta_\Psi = \frac{k^2}{a^2}\beta\,\dot{\bar{\Psi}}\,\delta\Psi,$$

  donde θ es divergencia de velocidad comóvil.

- Pressure perturbation:

$$\delta P_\Psi = \beta\left(\dot{\bar{\Psi}}\delta\dot{\Psi} - \dot{\bar{\Psi}}^2\Phi - m_\Psi^2\bar{\Psi}\delta\Psi - V'_{\rm nl}\delta\Psi\right),$$

- Anisotropic stress ($\pi_\Psi \approx 0$) para un scalar mínimamente acoplado sin términos derivativos no estándar (si aparece, implementarlo).

4.6 Einstein lineal (modificación de Poisson)

La ecuación 00 (Poisson) en Fourier:

$$-k^2\Phi + 3H(\dot{\Phi} + H\Phi) = 4\pi G a^2 \sum_X \delta\rho_X,$$

ahora con $\delta\rho_\Psi$ incluida. Sustituyendo $\delta\rho_\Psi$ y resolviendo para Φ da la Poisson–Yukawa aproximada en el subhorizonte si

$$\delta\Psi \sim \frac{\delta\rho}{k^2/a^2 + m_\Psi^2}.$$

4.7 Relación con módulo efectivo (fluid approximation)

En códigos Boltzmann a veces conviene reescribir el campo como un fluido efectivo con parámetros:

- densidad $\rho_\Psi(t)$,
- presión $P_\Psi(t)$,
- sound speed en rest frame $c^2_{s,\Psi}$ (calcular a partir de $\delta P/\delta\rho$),
- anisotropic stress σ_Ψ (a menudo cero).

Para un scalar coherente en régimen sub-acoplado, $c_s^2 \approx 1$ (relativista) o valor efectivo derivado. **Atención**: la correspondencia fluido–campo no siempre es unívoca, así que es preferible implementar directamente la ecuación (P) para $\delta\Psi$ si el código lo permite.

Chapter 5

Implementación numérica en CLASS: módulo de perturbaciones

CLASS es modular y permite añadir componentes.

1. **background.c / background.h**

   - Añadir variables de fondo $(\bar{\Psi}, \dot{\bar{\Psi}})$, (ρ_Ψ, P_Ψ).
   - Integrar ecuación (BG) en `background_init`.
   - Incluir parámetros nuevos en input (`m_psi`, `beta`, `lambda3`, `lambda4`, `rho_surf`, `sigma`,...).

2. **thermodynamics.c**

   - Normalmente sin cambios, salvo si Ψ afecta recombinación (modifica tasa ionización por efecto indirecto), en primera versión no tocar.

3. **perturbations.c**

   - Añadir ecuación (P) en el sistema de perturbaciones; incorporar $(\delta\rho_\Psi, \delta P_\Psi, \theta_\Psi)$ a las ecuaciones de Einstein y continuidad/momentum.
   - Implementar condiciones iniciales (ver siguiente sección).
   - Asegurar el tratamiento de modos con $k/a \ll m_\Psi$ y $k/a \gg m_\Psi$.

4. **transfer.c / spectra.c**

- Los transfer functions ($\Delta_\ell(k)$) provendrán del sistema modificado; no hay que cambiarlo si `perturbations` produce las fuentes apropiadas.

5. **input.c**

   - Añadir nuevos parámetros al archivo de entrada y documentación.

6. **precision y solver**

   - Si m_Ψ grande produce ecuaciones rígidas: activar integrador implícito o pasos adaptativos; aumentar precisión en integración temporal.

Pseudo-código (perturbations integrator)

```
for each k:
  init deltaPsi, deltaPsi_dot from initial conditions
  for each time step:
    compute RHS_P from Phi, Psi_g, background quantities
    integrate deltaPsi, deltaPsi_dot (use implicit if m_psi large)
    compute delta_rho_Psi, delta_P_Psi, theta_Psi
    update Einstein eqns including contributions from Psi
    update photon/baryon perturbations as usual
end
```

5.1 Condiciones iniciales (adiabáticas vs isocurvature)

Se deben definir condiciones al inicio (super-horizon):

- **Adiabáticas**: las perturbaciones iniciales satisfacen $\delta\rho_X/\dot{\bar{\rho}}_X = \delta\rho_Y/\dot{\bar{\rho}}_Y$ para todos los componentes. Para el campo Ψ esto implica una relación entre $\delta\Psi$ y Φ. En el límite slow-roll:

$$\delta\Psi_{\rm init} \simeq -\frac{\dot{\bar{\Psi}}}{H}\Phi_{\rm init}.$$

- **Isocurvature**: permitir perturbaciones iniciales del campo que no acompañan a la materia-radiación; esto da predicciones diferentes (fuertes restricciones por Planck).

Recomendación práctica: comenzar con **perturbaciones adiabáticas** (más conservadoras) y explorar isocurvature como extensión.

5.2 Parámetros libres y priors sugeridos

Parámetros nuevos mínimos:

- m_Ψ (masa) — unidades eV; mapear a λ en Mpc: $\lambda \simeq 1/(m_\Psi c) \rightarrow$ numéricamente convertir. Sugerencia explorar log-uniforme: $m_\Psi \in [10^{-33}, 10^{-24}]$ eV (cubrir λ desde Gpc a kpc). Ajustar según hipótesis.

- β (acoplamiento energético) — escala adimensional; prior log-flat en amplio rango.

- $V_{\rm nl}$ parámetros (si se usan): (λ_3, λ_4).

- $\rho_{\rm surf}$ o σ si se incluye componente superficial media.

- acoplamientos directos a materia (si se incluyen) — empezar en 0.

Puntos útiles: si el campo representa energético subdominante en recombinación, su densidad fraccional $\Omega_\Psi(\eta_*)$ debe ser $<$ few% para no romper picos; usar ese criterio para prior.

5.3 Observables y tests estadísticos

- **CMB temperature and polarization** $(C_\ell^{TT}, C_\ell^{TE}, C_\ell^{EE})$ — fit con Planck likelihood: las alteraciones en low-ℓ (Sachs–Wolfe/ISW) y en altura/fase de los picos son las más sensitivas.

- **Matter power** $P(k)$ y **galaxy clustering** — modifican crecimiento (cambios en Poisson).

- **ISW×LSS cross-correlation** — sensible a la evolución de Φ.

- **Lensing potential** $(C_\ell^{\phi\phi})$ — la estructura de potenciales a $z <$ few modifica lensing.

- **Non-Gaussianity / bispectrum** si $V_{\rm nl}$ fuerte.

Estadística: usar MCMC (MontePython o MonteCarloCosmo) con likelihoods Planck/BAO/SN/LSS. Comparar evidencias bayesianas (Bayes factor) frente a ΛCDM.

5.4 Señales distintivas y criterios de falsación

Señales a buscar:

1. Supresión o exceso en bajo-ℓ comparado con ΛCDM — por apantallamiento (m_Ψ).

2. Modificación de altura/fase de picos acústicos — por presión efectiva que cambia sound horizon.

3. ISW con forma no estándar — evolución temporal de Φ distinta por dinámicas del campo.

4. Scale-dependent growth rate $f\sigma_8(k, z)$ — medir con RSD y comparar con predicciones.

5. Correlaciones espaciales y no-Gaussianidad si la componente de superficie tiene geometría.

Criterio de falsación fuerte: si al ajustar parámetros libres no se mejora la likelihood global frente a ΛCDM (o si parámetros exigen valores físicamente absurdos), la teoría se considera fuertemente restringida/falsada en ese sector.

5.5 Notas numéricas y estabilidad

- Si m_Ψ grande $\rightarrow$ ecuación de KG rígida; usar integrador implícito o sub-stepping. En CLASS hay mecanismos para stiff equations; ajustar `tol_background` y `tol_perturbations`.

- Para $k/a \gg m_\Psi$ el campo oscila rápidamente; filtrar modos con average time-stepping.

- Verificar conservación de energía total numérica (sum densidades) como chequeo.

- Realizar tests de recuperación: si $m_\Psi \rightarrow 0$ y β pequeño, reproducir ΛCDM.

5.6 Plan de trabajo práctico (implementación y análisis)

1. **Implementación mínima (2–4 semanas)**: añadir fondo + perturbaciones con $V_{\rm nl} = 0$ y sin acoplamiento directo. Validar con tests unitarios (reducir a ΛCDM).

2. **Exploración de parámetros (1–2 meses)**: ejecutar grid o MCMC rápido con datos Planck-lite para acotar (m_Ψ, β).

3. **Extensión (2–4 meses)**: añadir $V_{\rm nl}$, componente de superficie, explorar isocurvature y non-Gaussianities.

4. **Publicación**: comparar evidencia bayesiana, generar figuras (C_ℓ) comparativas, residuals, posterior distributions.

5.7 Ejemplo numérico orientativo (heurístico)

Tomemos $\Omega_\Psi(\eta_0) \sim 0.01$, $m_\Psi = 10^{-28}\,\text{eV}$ ($\lambda \sim 10\,\text{Mpc}$). Esto produce modificaciones perceptibles en multipolos $\ell \lesssim 30$ y en ISW. Ajustar estos valores en el código mostrará si la desviación es compatible con Planck.

5.8 Módulo `perturbations.c` para CLASS

5.8.1 Convenciones y ecuaciones

Trabajamos en tiempo conformal η, derivadas con prima ($' \equiv d/d\eta$). El campo de fondo $\bar\Psi(\eta)$ satisface (Klein–Gordon en conformal time):

$$\beta\left(\bar\Psi'' + 2\mathcal{H}\bar\Psi' + a^2 m_\Psi^2 \bar\Psi\right) + a^2 V_{\rm nl}'(\bar\Psi) = a^2 S_{\rm int},$$

y la perturbación de Fourier $\delta\Psi_{\mathbf{k}}(\eta)$ satisface (linealizada):

$$\beta\Big(\delta\Psi'' + 2\mathcal{H}\delta\Psi' + (k^2 + a^2 m_\Psi^2)\delta\Psi\Big) + a^2 V_{\rm nl}''(\bar\Psi)\,\delta\Psi = 4\beta\,\bar\Psi'\Phi' - 2\beta\,a^2 m_\Psi^2\,\bar\Psi\Phi + a^2 S_\delta. \tag{KG-pert}$$

En la implementación, el término de la derecha (RHS) contiene contribuciones métricas (Φ) y fuentes adicionales si se añaden acoplamientos directos.

Con $\delta\Psi$ podemos construir:

- **densidad perturbada**:

$$\delta\rho_\Psi = \beta\left(\frac{1}{a^2}\bar{\Psi}'\delta\Psi' - \frac{1}{a^2}\bar{\Psi}'^2\Phi + m_\Psi^2\bar{\Psi}\,\delta\Psi + V'_{\rm nl}(\bar{\Psi})\delta\Psi\right),$$

  (notar factores a^{-2} al pasar de cosmic a conformal; en CLASS se usan cantidades comóviles con los factores correctos).

- **momentum divergence**:

$$(\bar{\rho}_\Psi + \bar{P}_\Psi)\,\theta_\Psi = \frac{k^2}{a^2}\,\beta\,\bar{\Psi}'\,\delta\Psi.$$

- presión perturbada análoga.

5.8.2 Cambios en `input.c` / parámetros nuevos

Añadir en el parser de parámetros (`input`) los parámetros cosmológicos nuevos, por ejemplo:

```
# new input parameters for Quarkbase field
m_psi  = 1e-28     # mass in eV (example)
beta   = 1.0       # normalization factor
omega_psi = 0.0    # present fractional density (optional, or compute from m_
lambda3 = 0.0      # optional self-interaction cubic
lambda4 = 0.0      # optional quartic
```

Documentar unidades (CLASS usa unidades donde $c = 1$; convertir eV $\to$ 1/Mpc etc. — ver notas numéricas).

5.8.3 Background: añadir $\bar{\Psi}$ en `background.c`

En `background` definir variables de fondo y su ODE (equivalente a `bg_functions`):

- Añadir a la estructura `background`: `psi_bg`, `psi_prime_bg`, `rho_psi`, `p_psi`.

- En la rutina de integración de fondo (`background_init`), integrar la ecuación de fondo (KG) junto a las ecuaciones habituales:

Ecuación en tiempo conformal (para integrar; o integrar en t si se prefiere):

```
/* Pseudocódigo para integrar fondo en background_derivs */
y[PSI]   = psi_bg;
y[PSI_P] = psi_prime_bg;

ydot[PSI]   = psi_prime_bg;
ydot[PSI_P] = -2.0 * H * psi_prime_bg
              - a*a * m_psi2 * psi_bg
              - a*a * Vnl_prime(psi_bg)/beta
              + a*a * S_int / beta;
```

Calcular densidad y presión de fondo:

```
rho_psi = beta * (0.5 * (psi_prime_bg*psi_prime_bg) / a2
                  + 0.5 * a2 * m_psi2 * psi_bg*psi_bg
                  + a2 * Vnl(psi_bg));
p_psi   = beta * (0.5 * (psi_prime_bg*psi_prime_bg) / a2
                  - 0.5 * a2 * m_psi2 * psi_bg*psi_bg
                  - a2 * Vnl(psi_bg));
```

Recordatorio: `a2 = a*a`. En CLASS suele manejarse a y a' con detalles; ajustar según convención interna.

5.8.4 Perturbations: esqueleto en `perturbations.c`

ATENCIÓN: Ajustar nombres de arrays/índices a la versión concreta de CLASS.

```
/* ---------- Additions to perturbations.c (skeleton) ---------- */

/* definir indices en el vector y del integrador de perturbations */
#definir index_pt_deltaPsi      (pth->index_pt_quarkbase)      /* new: index start f
#definir index_pt_deltaPsi_p    (pth->index_pt_quarkbase + 1)  /* deltaPsi'  */

/* en init: reservar espacio y setear index_pt_quarkbase = ... */

/* ------------------------------------------------------------
   Fonction: perturb_derivs(...)  <-- dentro del integrador de perturbaciones
   Arguments: eta (conformal time), y[] (variables), dy[] (derivadas)
   k: modo comóvil
   perturbs: estructura con variables metricas (Phi, Phi_prime, etc.)
   ------------------------------------------------------------ */
```

```
void quarkbase_perturb_derivs(
    double eta,
    double * y,       /* state vector including deltaPsi etc */
    double * dy,
    double k,
    struct background * pba,
    struct perturb_workspace * pw,
    struct perturb_parameters * ppars
) {

  /* recuperar background variables en tiempo eta */
  double a = background_at_eta(scale_factor, eta, pba, pw->...) ;    // usar
  double a2 = a*a;
  double H = pba->H_of_eta(eta);         /* Hubble in conformal time: a'/a */
  double Hp = pba->Hp_of_eta(eta);       /* opcional */
  double psi_bg = /* obtener psi_bg(eta) */;
  double psi_bg_p = /* obtener psi_bg' (eta) */;

  /* parámetros del modelo */
  double beta = ppars->beta;
  double m_psi = ppars->m_psi;  /* en unidades conformales: ojo factor conv.
  double m_psi2 = m_psi*m_psi;
  double Vnl_pp = Vnl_second_derivative(psi_bg); /* opcional */

  /* índices del vector y */
  int idx_dPsi = index_pt_deltaPsi;
  int idx_dPsi_p = index_pt_deltaPsi_p;

  double deltaPsi = y[idx_dPsi];
  double deltaPsi_p = y[idx_dPsi_p];

  /* metric potentials (Newton gauge) obtenidos del workspace de perturbacion
  double Phi = pw->phi;     /* dependiendo de versión: pw->metric_psi ... */
  double Phi_p = pw->phi_prime;

  /* stiffness / quasi-static detection */
  double kphys2 = k*k;               /* comoving k^2 */
  double effective_mass2 = kphys2 + a2 * m_psi2 + a2 * Vnl_pp / beta;

  /* Si estamos en régimen rígido (a*m >> k): usar aproximación cuasi-estátic
     para evitar resolución de ecuaciones oscilatorias con pasos pequeños.
```

```
    Umbral: if (a*m > stiff_factor * k) -> quasi-static
  */
  double stiff_factor = 50.0;
  if (a * m_psi > stiff_factor * k) {
    /* quasi-static solution: neglect time derivatives => algebraic solve:
       effective_mass2 * deltaPsi \approx RHS_algebraic
    */
    double RHS = 4.0 * beta * psi_bg_p * Phi_p
                - 2.0 * beta * a2 * m_psi2 * psi_bg * Phi; /* + a2*S_delta */
    double deltaPsi_qs = RHS / (beta * effective_mass2);

    /* set derivatives to zero (or small relaxation) */
    dy[idx_dPsi] = 0.0;
    dy[idx_dPsi_p] = 0.0;

    /* optionally set deltaPsi to quasi-static value */
    /* y[idx_dPsi] = deltaPsi_qs;  DO NOT assign directly inside derivs;
       better set in init or use implicit step */

  } else {
    /* full KG evolution (second order) */
    dy[idx_dPsi] = deltaPsi_p;

    /* compute RHS of KG-pert eqn (conformal time) */
    double RHS = 4.0*beta * psi_bg_p * Phi_p
                - 2.0*beta * a2 * m_psi2 * psi_bg * Phi; /* + a2*S_delta if any */

    /* second derivative */
    dy[idx_dPsi_p] = -2.0 * H * deltaPsi_p
                     - effective_mass2 * deltaPsi / beta
                     + RHS / beta;
  }

  /* compute perturbation contributions to stress-energy to be added to Einstein eqn
  /* delta rho (careful with factors a^2): */
  double delta_rho_psi = beta * (
       (psi_bg_p * deltaPsi_p)/a2
       - (psi_bg_p*psi_bg_p)/a2 * Phi
       + m_psi2 * psi_bg * deltaPsi
       + Vnl_prime(psi_bg)*deltaPsi );
  double delta_p_psi   = beta * (
```

```
      (psi_bg_p * deltaPsi_p)/a2
      - (psi_bg_p*psi_bg_p)/a2 * Phi
      - m_psi2 * psi_bg * deltaPsi
      - Vnl_prime(psi_bg)*deltaPsi );
  double rho_plus_p = /* compute background rho_psi + p_psi */;

  double theta_psi = 0.0;
  if (rho_plus_p > 1e-30) {
    theta_psi = (k*k / a2) * beta * psi_bg_p * deltaPsi / rho_plus_p;
  }

  /* write these into pw or appropriate arrays so main Einstein solver picks
  pw->delta_rho_add += delta_rho_psi;
  pw->delta_p_add   += delta_p_psi;
  pw->theta_add     += rho_plus_p * theta_psi;
  /* if anisotropic stress is needed: pw->sigma_add += ... ; usually zero for

  return;
}
```

Notas clave en el código:

- El *quasi-static branch* evita *stiffness* cuando am_Ψ es grande. En lugar de fijar `y[idx_dPsi]` directamente, se puede integrar por relajación (exponencial) hacia `deltaPsi_qs` para mantener continuidad. Otra opción es usar un integrador implícito (más trabajo en CLASS).
- `pw->delta_rho_add` etc. representan variables del workspace que luego se suman a las densidades totales en las ecuaciones de Einstein. Adaptar nombres a los de la versión de CLASS.
- Los factores a^2 y $1/a^2$ deben revisarse con cuidado para asegurar que las cantidades tengan las unidades correctas dentro del código (CLASS maneja densidades comóviles; ajustar si necesario).

5.8.5 Condiciones iniciales (adiabáticas)

En superhorizon (long wavelength) y condiciones adiabáticas típicas:

$$\Phi(\eta_{\rm ini}) = \Phi_0 \quad \text{(valor primordial, por ejemplo de spectrum } A_s\text{)},$$

$$\delta\Psi_{\rm ini} \simeq -\left(\frac{\bar{\Psi}'(\eta_{\rm ini})}{\mathcal{H}(\eta_{\rm ini})}\right)\Phi_0,$$

$$\delta\Psi'_{\rm ini} \simeq -\bar{\Psi}'\Phi'_0 - \cdots \approx 0 \quad (\Phi \text{ constante inicialmente}).$$

En la práctica, si $\bar{\Psi}'$ es pequeño en el tiempo inicial, $\delta\Psi_{\rm ini}$ puede ser muy pequeño. Implementar una rutina `perturb_initial_conditions_quarkbase` que ponga:

```
y[idx_dPsi] = - (psi_bg_p / H) * Phi_primordial;
y[idx_dPsi_p] = 0.0;
```

Examinar también isocurvature: permitir alternativa con $\delta\Psi$ independiente de Φ.

5.8.6 Conversiones de unidades y parámetros numéricos

- m_ψ ingresado en eV debe convertirse a unidades conformes (1/eV $\rightarrow$ Mpc^{-1}) para usar en CLASS. Usar:

$$1 \text{ eV} \approx 1.5637 \times 10^{29} \text{ Mpc}^{-1}$$

  (ver tablas y constantes en CLASS). Mejor: pedir m_ψ en unidades internas de CLASS (Mpc^{-1}) o incluir un convertidor en `input.c`.

- β es un factor adimensional de normalización energética; si se fija a 1, la densidad del campo será el tamaño natural de las amplitudes; mejor parametrizar por Ω_Ψ a $z = 0$ y derivar el valor inicial de $\bar{\Psi}$ consistente para reproducir ese Ω_Ψ.

5.8.7 Test y validación rápida (checklist)

1. Compilar CLASS con nuevo módulo; ejecutar ejemplo sin Ψ activo (poner $\Omega_\Psi = 0$) $\rightarrow$ reproducir resultados estándar (control de regresión).

2. Activar Ψ con m_ψ muy pequeño y β insignificante $\rightarrow$ recuperar ΛCDM (comprobación).

3. Test de estabilidad: usar m_ψ grande y comprobar que la rama quasi-static conduce a resultados numéricos estables y que las densidades se suman correctamente.

4. Hacer `runs` de C_ℓ y $P(k)$ y comparar con Planck baseline: observar variaciones en low-ℓ/ISW conforme se cambia m_Ψ y Ω_Ψ.

5. Probar MCMC con rango amplio para m_ψ y β (ver sección priors abajo).

5.8.8 Priors y ajustes MCMC (MontePython / CosmoMC)

Ejemplo de priors recomendados para MontePython input:

```
param[m_psi] = log_uniform 1e-34 1e-24   # eV
param[beta]  = log_uniform 1e-4 1e2
param[omega_psi] = flat 0.0 0.05         # si se usa omega_psi como entrada
```

Observables: `planck_highell`, `planck_lowell`, `bao`, `pantheon`, `lss` para confrontar.

5.8.9 Sugerencias adicionales

- **Implementación implícita:** para robustez total, implementar el integrador implícito para la subrutina de KG (backward-differentiation formula, BDF) — útil si el campo tiene masa muy grande y dinámica rápida.
- **Non-linear / surface term:** si se incluye `rho_surf` (energía de superficies), modelar su evolución de fondo y su perturbación (`delta_rho_surf`) a partir de cambios en geometría de cavidades; esto suele ser más model-dependent.
- **Chequeos de conservación:** controlar $d/d\eta\left[a^4\rho_{\rm total}\right]$ pequeño numéricamente para validar integridad de la integración.

5.8.10 Ejemplo mínimo

1. Añadir parámetros en `input.c`.
2. En `background.c` integrar $\bar{\Psi}$ y añadir ρ_Ψ, P_Ψ a `bg->rho[]`.
3. En `perturbations.c`:
   - definir índices para `deltaPsi` y `deltaPsi'` en vector `y`,
   - en derivs, implementar el bloque `quarkbase_perturb_derivs(...)` mostrado,
   - acumular `delta_rho_psi` en `pw->delta_rho_tot` para Einstein eqns,
   - poner condiciones iniciales adiabáticas en `perturb_initial_conditions`.
4. Compilar y probar con casos control.

5.8.11 Resultado esperado

- Para m_Ψ muy pequeño ($\lambda \gg$ horizonte): efectos a larga escala $\rightarrow$ modificaciones en low-ℓ (Sachs–Wolfe/ISW) y crecimiento a gran escala; si Ω_Ψ no es muy pequeño, Planck pondrá límites fuertes.

- Para m_Ψ moderado ($\lambda \sim$ 10–100 Mpc): ISW modificado y pequeños desplazamientos de picos acústicos; firmas en cross-corr con LSS.

- Para m_Ψ grande ($\lambda \ll$ Mpc): campo se apantalla; efectos cosmológicos son locales y pueden esquivar constraints del CMB (pero quizás testables por dinámica galáctica).

Chapter 6

Energía oscura y expansión acelerada en la Cosmología del Quarkbase

Desde el punto de partida de la **energía oscura** en la cosmología estándar hasta la reinterpretación radical ofrecida por la **Cosmología del Quarkbase**, hemos recorrido un trayecto que conecta lo micro y lo macro, lo cuántico y lo cosmológico, bajo una misma lógica unificadora.

En el modelo convencional ΛCDM, la energía oscura es un parámetro externo, introducido como constante cosmológica o como campo dinámico hipotético (quintessence), cuya naturaleza sigue siendo enigmática. La Cosmología del Quarkbase, en cambio, no necesita recurrir a un término ad hoc: propone que la **expansión cósmica acelerada** es la manifestación macroscópica del **éter plasmático excitado por los quarkbases compactos**.

En la Cosmología del Quarkbase:

- El **Quarkbase** actúa como la partícula elemental absoluta, totalmente compacta, que desplaza y excita al éter plasmático.
- Todas las partículas compuestas (protones, electrones, neutrones, mesones...) contienen **huecos internos** donde el éter resuena, originando las interacciones fundamentales.
- El vacío, lejos de ser un "nada", es un **medio cuasi-elástico** en permanente vibración; el "latido" global de esas oscilaciones es lo que observamos como **energía oscura efectiva**.

Matemáticamente, la aceleración cósmica se describe como una **presión**

efectiva negativa del éter plasmático:

$$p_{pl} = -w\,\rho_{pl}c^2, \qquad w \approx -1,$$

donde la ecuación de estado surge no de un término arbitrario, sino de la **dinámica de excitación cuántica del éter plasmático inducida por el mar de quarkbases**.

La expansión del universo, entonces, no es un proceso externo al contenido material, sino el **resultado emergente** de la interacción íntima entre:

1. La **compacidad absoluta del Quarkbase**,
2. La **resonancia del éter plasmático en los huecos internos de las partículas compuestas**,
3. La **coherencia estadística** de estas excitaciones a escala cósmica.

Desde esta perspectiva, fenómenos que en ΛCDM aparecen como desconectados —radiación de fondo, formación de la red cósmica, luminosidad de los quásares, incluso la radiación de Hawking— se reinterpretan como **manifestaciones distintas de un mismo principio fundamental**: la manera en que los quarkbases organizan y excitan el éter plasmático.

Por tanto, la Cosmología del Quarkbase ofrece un **marco unificado, coherente y autosuficiente**, donde la energía oscura deja de ser un misterio añadido para convertirse en la **huella activa del vacío vibrante**. La aceleración cósmica es, así, la consecuencia natural de la estructura misma del universo: un cosmos construido sobre quarkbases indestructibles, sumergidos en un éter plasmático que no cesa de vibrar.

Chapter 7

Conclusiones

La **Cosmología del Quarkbase** ofrece un marco conceptual y matemático en el que la expansión cósmica no es un fenómeno externo ni un término ad hoc añadido a las ecuaciones, sino la **consecuencia natural de la interacción entre partículas compactas fundamentales (quarkbases) y el éter plasmático** que las rodea.

A lo largo del trabajo hemos visto que:

1. Las ecuaciones de fondo y perturbaciones permiten formular un sistema **completo y verificable numéricamente**, integrable en códigos estándar como CLASS, lo que abre la puerta a comparaciones directas con los datos observacionales.

2. El modelo propone una reinterpretación de la **energía oscura** como efecto emergente de las excitaciones colectivas del vacío plasmático, desplazado por los quarkbases, ofreciendo así una visión unificadora entre microfísica y cosmología.

3. La teoría es **falsable**: predice firmas específicas en el CMB, en el espectro de potencias de materia y en el efecto ISW, que podrán ser contrastadas con experimentos actuales (Planck, DESI, Euclid) y futuros.

4. El enfoque **integra nociones clásicas y modernas** (éter, excitaciones cuánticas, expansión acelerada) en un lenguaje matemático coherente, capaz de generar hipótesis concretas y testables.

En este sentido, la Cosmología del Quarkbase no pretende sustituir de forma inmediata al modelo estándar ΛCDM, sino **complementarlo y tensionarlo**: aportar una explicación física a fenómenos que hoy se describen

de forma meramente fenomenológica, como la aceleración de la expansión o la naturaleza de la energía oscura.

El desafío inmediato es doble:

- **Teórico**, consolidar el formalismo, explorar las consecuencias de distintas auto-interacciones y definir de forma sistemática el papel de los términos de superficie.
- **Observacional**, implementar campañas de comparación exhaustiva con datos cosmológicos de alta precisión y cuantificar hasta qué punto el modelo puede mejorar o desplazar a ΛCDM.

En conclusión, la Cosmología del Quarkbase abre un **nuevo horizonte de investigación** en el que la expansión cósmica, la energía oscura y la estructura misma del vacío dejan de ser misterios separados y se comprenden como expresiones distintas de un mismo principio: la dinámica del éter plasmático excitado por los quarkbases.